

ALMA Mater Studiorum
Università degli Studi di Bologna

SCUOLA DI SCIENZE


Corso di Laurea in Astronomia

Dipartimento di Fisica e Astronomia

Emissione di sincrotrone e applicazioni
astrofisiche

Elaborato Finale

Candidato:
Noemi Nino

Relatore:
Prof. Daniele Dallacasa


Sessione II 1 Seduta Autunnale
Anno Accademico 2013/2014

Indice

Introduzione	2
1 Emissione di sincrotrone	3
1.1 Emissione da particella singola	3
1.2 Emissione da un insieme di particelle	4
1.3 Synchrotron self-Absorption	6
1.4 Synchrotron self-Compton	7
1.5 Polarizzazione	8
1.6 Perdite radiative e età della sorgente	9
2 Applicazioni astrofisiche: i Nuclei Galattici Attivi	10
2.1 Radiogalassie e quasar	10
2.2 Getti	11
2.3 Variabilità	12

Introduzione

I processi radiativi descrivono come la radiazione viene emessa dagli oggetti e si dividono in processi continui o emissioni in riga. I processi di emissione continua si dividono a loro volta in termici e non termici. La radiazione di sincrotrone fu scoperta intorno alla metà degli anni '40. Già a fine Ottocento Larmor formalizzò l'idea che una carica accelerata emetta radiazione, tuttavia, fino allo scoppio della Seconda Guerra Mondiale, periodo in cui lo sviluppo industriale crebbe notevolmente, nessuno si preoccupò di verificare la teoria di emissione di una carica accelerata. Questo bisogno nacque quando divenne sempre più dispendioso (in termini di energia elettrica) portare gli elettroni a energie via via più elevate. Nel 1947 alla General Electric di New York fu costruito un nuovo acceleratore di 70 MeV. Durante un esperimento gli scienziati Pollack e Langmuir, di fronte ad un'anomalia, interruppero il processo di accelerazione sospettando una radiazione Cherenkov (emissione di fotoni dovuta ad una particella carica con velocità maggiore della velocità della luce in un mezzo), per poi trarre una diversa conclusione: si trattava di radiazione di sincrotrone.

Le applicazioni astrofisiche dell'emissione di sincrotrone, comune a tutte le radiosorgenti, riguardano in gran parte oggetti collassati con un forte campo magnetico come resti di supernovae, nane bianche.

L'elaborato è strutturato come segue: nel Capitolo 1 si tratteranno le caratteristiche principali dell'emissione di sincrotrone (come viene emessa la radiazione, il suo spettro, l'effetto combinato di sincrotrone e Inverse Compton e successivamente l'autoassorbimento, il Synchrotron self-Compton e la catastrofe Compton). Il Capitolo 2 è dedicato ai Nuclei Galattici Attivi (AGN), come applicazione astrofisica della teoria di emissione di sincrotrone, argomento approfondito nel corso della Laurea Magistrale. Di questi oggetti se ne studierà brevemente la variabilità e i getti, effetti dovuti al sincrotrone e al Synchrotron self-Compton.

Capitolo 1

Emissione di sincrotrone

L'emissione di sincrotrone é dovuta all'accelerazione che subisce una particella quando attraversa una regione in cui é presente un campo magnetico. Si parla specificatamente di radiazione di sincrotrone quando la particella si muove con velocità relativistiche, altrimenti l'emissione radiativa é denominata radiazione di ciclotrone.

1.1 Emissione da particella singola

Una particella che si muove in un campo magnetico é continuamente sottoposta all'azione della forza di Lorentz che ne devia la traiettoria, costringendola a un moto elicoidale attorno alle linee di forza del campo. Se il campo magnetico non é uniforme, la particella a un certo punto non può piú proseguire il suo moto ma viene riflessa (*specchio magnetico*) o addirittura intrappolata (*trappola magnetica*, vedi Jackson 1998). Inoltre, se il campo magnetico non é costante nel tempo, il moto della particella non é ancorato a una linea di forza ma possiede una velocità di deriva.

All'interno del campo magnetico, la particella emette radiazione con una potenza che é data dalla formula di Larmor:

$$P = \frac{dW}{dt} = \frac{2q^2}{3m^2c^3} \gamma^2 \left(\frac{dp}{dt} \right)^2 \quad (1.1)$$

dove m e q sono massa e carica della particella, γ fattore di Lorentz, c velocità della luce, p impulso e t tempo. Da (1.1) é chiaro che la potenza emessa dipende da m^{-2} ; questo ci dice che la radiazione viene emessa principalmente dagli elettroni mentre il contributo dei protoni risulta invece trascurabile.

Il moto relativistico della sorgente ha un grosso impatto sulla geometria dell'emissione. Infatti la radiazione non é emessa in modo isotropo ma in uno stretto cono di semiapertura γ^{-1} , il cui asse di simmetria coincide con la direzione della velocità della particella; all'osservatore risulta possibile ricevere il segnale solo quando la sua linea di

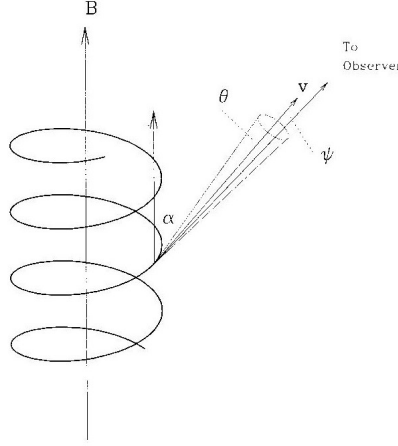


Figura 1.1: Moto elicoidale di una particella in un campo magnetico. Quando la particella é relativistica la radiazione viene emessa in uno stretto cono di apertura γ^{-1} .

vista (L.O.S.) risulta cadere all'interno del cono di radiazione. La durata dell'impulso ricevuto dall'osservatore é:

$$\Delta t = \frac{5 \times 10^{-8}}{\gamma^2 H} \quad \text{sec}, \quad (1.2)$$

dove H é il campo magnetico misurato in G. Lo spettro di radiazione di sincrotrone emesso da una singola particella risulta essere piatto fino alla frequenza critica a cui si ha il *cut-off* (vedi fig. 1.2):

$$\nu_c = 4.2 \times 10^{-9} \gamma^2 H [\mu\text{G}] \quad \text{GHz}. \quad (1.3)$$

1.2 Emissione da un insieme di particelle

Quello che succede nella realtà é che l'emissione non é dovuta a un singolo elettrone, in genere deriva dall'azione di molti elettroni dotati di energie diverse, per cui si rivela necessario dover fare un modello della distribuzione di energia di tali elettroni: si suppone, quindi, che seguano una distribuzione di energia a *legge di potenza*:

$$N(\varepsilon) = N_0 \varepsilon^{-\delta}, \quad (1.4)$$

con N_0 e δ costanti. Tale ipotesi é giustificata dal fatto che é lo stesso spettro di energia osservato nei raggi cosmici. L'emissività specifica di queste particelle é data da

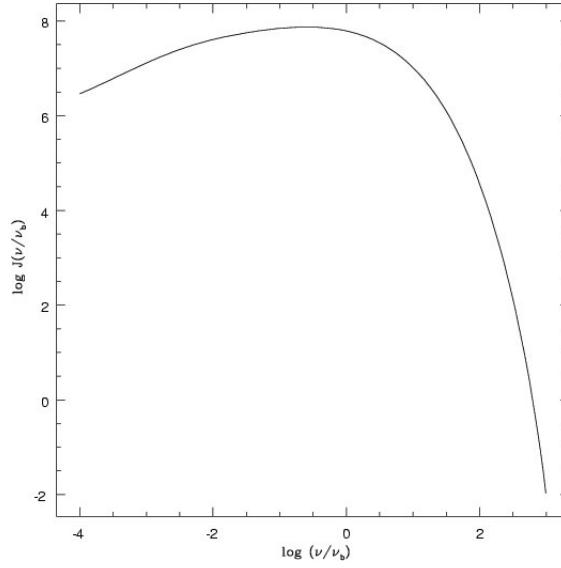


Figura 1.2: Spettro di emissione di sincrotrone per una particella singola.

$$J_s(\nu) = \int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_2} \omega_s(\nu, \varepsilon) N(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (1.5)$$

dove $\omega_s(\nu, \varepsilon)$ indica lo spettro di emissione di un elettrone di energia ε . Sostituendo (1.4) in (1.5), normalizzando e integrando si ottiene:

$$J_s(\nu) \propto H^{(\delta+1)/2} \nu^{-(\delta-1)/2} = H^{\alpha+1} \nu^{-\alpha}, \quad (1.6)$$

il termine $\alpha = (\delta - 1)/2$ è detto *indice spettrale*.

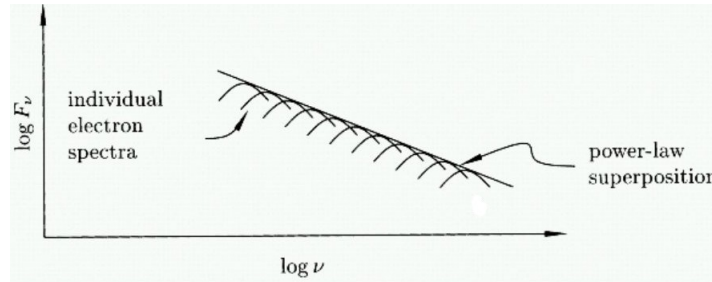


Figura 1.3: L'emissione di sincrotrone dovuto a una distribuzione di elettroni segue una legge di potenza data dalla sovrapposizione degli spettri dei singoli elettroni.

L'equazione (1.6) ci dice che lo spettro risultante non dipende dall'emissione del singolo elettrone ma è una legge di potenza (vedi fig. 1.3) ed è ottenuto dalla sovrapposizione degli spettri dei singoli elettroni, ognuno dei quali emette alla sua frequenza caratteristica.

1.3 Synchrotron self-Absorption

Fino ad ora gli elettroni sono stati considerati trasparenti alla loro stessa radiazione; però se la temperatura di brillanza della sorgente si avvicina alla temperatura cinetica degli elettroni allora non valgono più le leggi di Kirchoff poiché non vi è equilibrio termico (vedi Rybicki & Lightman 1979).

Tramite l'utilizzo dei coefficienti di Einstein è possibile calcolare il coefficiente di assorbimento di un insieme di elettroni che seguono uno spettro a legge di potenza, per i quali:

$$\mu \propto \nu^{-(\delta+4)/2} H^{\delta+2}. \quad (1.7)$$

La brillanza di sincrotrone risulta essere:

$$B(\nu) = \frac{J_s(\nu)}{4\pi\mu(\nu)}(1 - e^{-\tau}), \quad (1.8)$$

dove τ è lo *spessore ottico* e $J_s(\nu)$ è l'emissività calcolata in (1.6). Questa formula ci permette di distinguere due regimi:

- la sorgente è opaca a basse frequenze

$$B(\nu) = \frac{J_s(\nu)}{4\pi\mu(\nu)} \propto \nu^{5/2} H^{-1/2} \quad \text{per } \tau \gg 1, \quad (1.9)$$

- la sorgente è trasparente ad alte frequenze

$$B(\nu) = \frac{J_s(\nu)}{4\pi} l_0 \propto \nu^{-\alpha} H^{(\delta+1)/2} \quad \text{per } \tau \ll 1. \quad (1.10)$$

con l_0 spessore della sorgente.

L'equazione (1.9) si può ricavare anche tramite considerazioni di carattere termodinamico: la temperatura di brillanza, infatti, non può mai superare la temperatura cinetica. Queste temperature valgono rispettivamente

$$T_B = \frac{1}{2k} B(\nu) \frac{c^2}{\nu^2}, \quad (1.11)$$

$$kT_{\text{cin}} \simeq \gamma m_e c^2 \simeq c^2 m_e \left(\frac{\nu}{\nu_c} \right)^{1/2} H^{-1/2}. \quad (1.12)$$

A $\tau \gg 1$ si ha l'uguaglianza delle due temperature. Il massimo della brillanza si ottiene alla frequenza

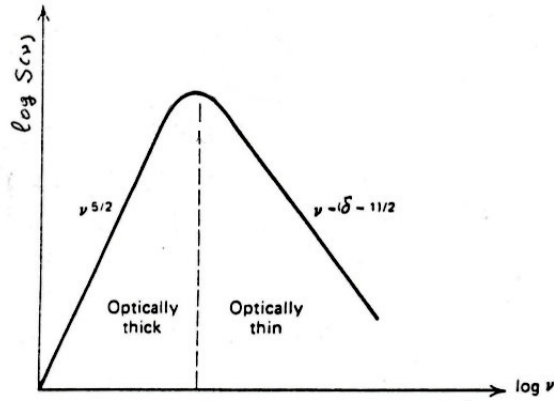


Figura 1.4: Spettro di sincrotrone autoassorbito.

$$\nu_{\max} = B(\nu)^{2/5} H^{1/5} \quad GHz \quad (1.13)$$

e la temperatura di brillantezza a questa frequenza é

$$T_{B,\max} = 3 \times 10^{10} \nu_{\max}^{1/5} H^{1/2} \quad (1.14)$$

con H in G.

La presenza di uno spettro autoassorbito indica che la sorgente é molto compatta e ha un'elevata densità di radiazione; una struttura del genere é tipica delle radiosorgenti.

1.4 Synchrotron self-Compton

I fotoni emessi per radiazione di sincrotrone possono essere diffusi per effetto Inverse Compton dagli stessi elettroni che li emettono. Gli elettroni quindi possono perdere energia sia per l'emissione di sincrotrone sia per aver diffuso i fotoni. Il rapporto tra le luminosità prodotte dallo scattering Compton e dal sincrotrone dipende dalla densità di energia dei fotoni e del campo magnetico. Nel caso di sorgenti compatte e luminose, la densità di energia della radiazione diffusa eccede quella del campo magnetico; il risultato é che gli elettroni perdono la loro energia molto velocemente: questo effetto é detto *catastrofe Compton*.

Il rapporto tra le luminosità IC e di sincrotrone vale:

$$\frac{L_{IC}}{L_S} = \frac{U_{Ph}}{U_H} \simeq \frac{T_{B,\max}}{10^{12}K} \frac{\nu_c}{GHz}. \quad (1.15)$$

Risulta chiaro che quando la temperatura di brillanza di una sorgente supera i 10^{12} K, allora la luminosità Inverse Compton domina su quella di sincrotrone. La sorgente irradia prevalentemente nella banda X, la vita media degli elettroni diventa molto breve e la sorgente si raffredda rapidamente.

1.5 Polarizzazione

La radiazione di sincrotrone di una particella singola è polarizzata ellitticamente.

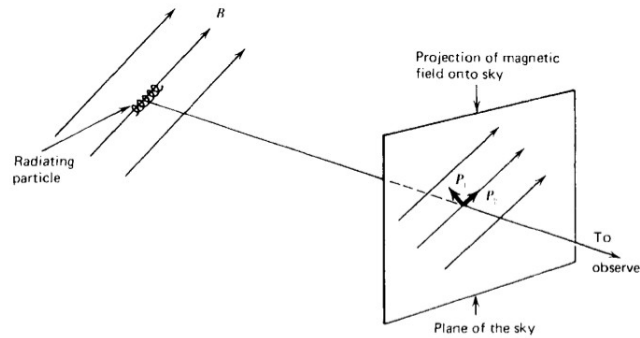


Figura 1.5: Scomposizione del vettore polarizzazione sul piano del cielo.

Come si è detto in precedenza, se il moto dell'elettrone è fortemente relativistico la radiazione è concentrata in un cono di semiapertura γ^{-1} . L'osservazione di radiazione polarizzata ellitticamente è possibile solo quando l'osservatore si trova fuori dal piano dell'orbita dell'elettrone ma comunque entro il cono di emissione.

Se si ha un insieme di elettroni in moto casuale, allora la direzione di polarizzazione è ugualmente ripartita tra destrorsa e sinistrorsa, per cui i contributi di polarizzazione ellittica tendono a cancellarsi reciprocamente. Quello che resta, quindi, è una situazione in cui si riceve segnale polarizzato linearmente che sarà minore del segnale totale.

Per particelle che hanno una distribuzione di energia a legge di potenza, la frazione di polarizzazione lineare intrinseca m_i , data dal rapporto tra intensità del segnale polarizzato e intensità del segnale totale, nella parte trasparente dello spettro:

$$m_i = \frac{3\delta + 3}{3\delta + 7} \quad (1.16)$$

mentre per la parte autoassorbita:

$$m_i = \frac{3}{16\delta + 13} \quad (1.17)$$

L'emissione radio da parte di radiosorgenti extragalattiche mostra un grado di polarizzazione che va da una bassa percentuale e arriva fino a circa il 60%.

1.6 Perdite radiative e età della sorgente

Le particelle emettono radiazione a scapito della loro energia cinetica e questo comporta una variazione nel loro spettro di emissione, fatto che può essere usato per stimare l'età di una sorgente: se definiamo tempo di raffreddamento t^* il rapporto tra l'energia totale e il rate di perdita energetica allora l'energia in un dato momento risulta

$$\varepsilon = \frac{\varepsilon_0}{1 - t/t^*}, \quad (1.18)$$

per cui è possibile definire un'energia al di sotto della quale lo spettro iniziale resta invariato, mentre per energie maggiori si ha un calo improvviso dello spettro di radiazione. La frequenza a cui avviene questo break diminuisce al passare del tempo.

Nel caso in cui il tempo di confinamento delle particelle sia molto lungo e l'iniezione di particelle sia continua l'andamento dello spettro ha due regimi distinti:

$$J(\nu) \propto \nu^{-\alpha} \quad \nu < \nu^*, \quad (1.19)$$

$$J(\nu) \propto \nu^{-(\alpha+1)/2} \quad \nu > \nu^*. \quad (1.20)$$

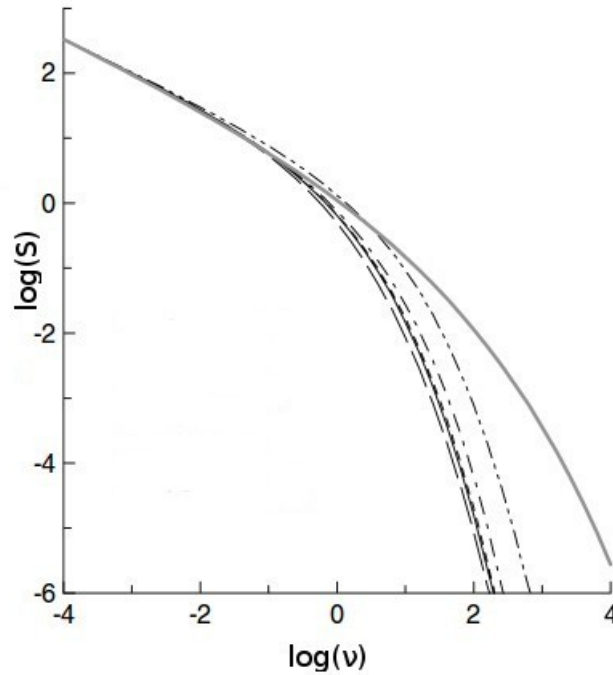


Figura 1.6: Evoluzione temporale dello spettro di sincrotrone: al passare del tempo la frequenza di break diminuisce.

Capitolo 2

Applicazioni astrofisiche: i Nuclei Galattici Attivi

I *Nuclei Galattici Attivi* (AGN) sono degli oggetti extragalattici ad alto red-shift identificati per la prima volta negli anni '50 come oggetti quasi stellari. Negli anni successivi sono stati osservati oggetti con morfologie molto diverse tra loro ma solo alla fine degli anni '80 si è arrivati a capire che la loro struttura di base è la stessa, riunita nel cosiddetto modello unificato. Secondo questo modello, tutti gli oggetti osservati sono riconducibili ad una stessa struttura di base, vista da angolazioni diverse, composta da un toro otticamente spesso che circonda il nucleo centrale, nel cui centro si trova un buco nero e dal quale può emergere un getto relativistico. Inoltre perpendicolarmente al toro di accrescimento sono presenti dei lobi radio (vedi fig. 2.1).

Quando la L.O.S. è parallela al getto, gli oggetti sono classificati come *Optically Violent Variables (OVV)* e *BL Lac*, ad una inclinazione maggiore del getto si hanno dei *quasar*. Se il getto non è presente si parla di galassie *Seyfert (Sy I e Sy II)*. Gli AGN si dividono in due categorie: *radio-quiet* e *radio-loud*.

2.1 Radiogalassie e quasar

La morfologia dei quasar (quasi stellar object) è costituita da due componenti: una estesa (spazialmente risolta) e una compatta (non risolta a 1" di risoluzione) aventi caratteristiche spettrali diverse ma accomunate da emissione di sincrotrone. La componente estesa è composta da uno o due lobi radio, ognuno collocato a un lato del quasar. La posizione ottica del quasar generalmente coincide con quella di una sorgente radio compatta. La differenza principale tra le due componenti è che quella estesa è otticamente sottile alla sua emissione di sincrotrone mentre non è vero per la componente compatta.

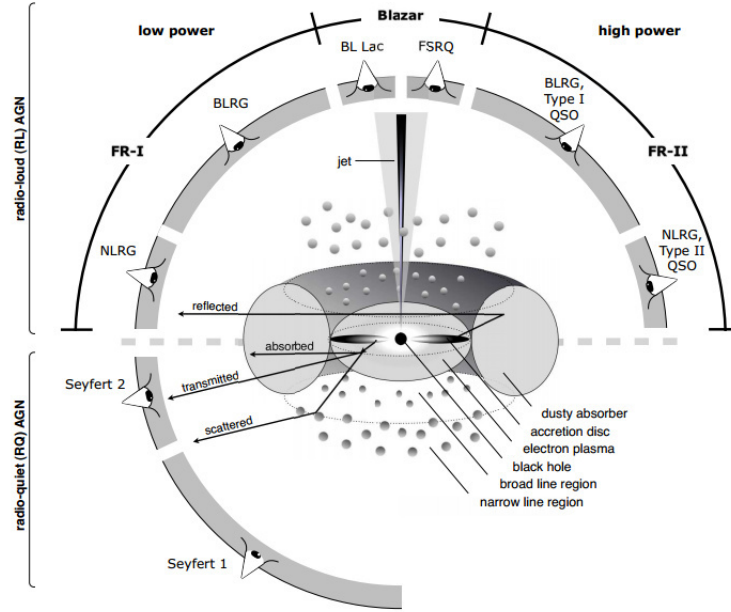


Figura 2.1: Tassonomia AGN a seconda della L.O.S. dell'osservatore.

Nel caso di una sorgente omogenea con un campo magnetico costante, nello spettro di sincrotrone, generato da una distribuzione a legge di potenza dell'energia, l'indice spettrale assume un valore $\langle \alpha \rangle \simeq 0.7$ per la componente estesa, cioè $\langle \delta \rangle \simeq 2.4$. Questo succede ad alte frequenze dove il SSA non è importante, a basse frequenze invece si ha il turn-over per il quale risulta $J \propto \nu^{5/2}$. Esistono casi in cui alle alte frequenze lo spettro diminuisce, questo avviene perché la frequenza di irraggiamento degli elettroni è proporzionale alla loro energia.

Le strutture radio estese possono dare origine a due classi di oggetti *Faranoff-Riley*: le *FR I*, deboli sorgenti radio, più luminose al centro con le superfici di brillantezza che decrescono verso l'esterno con una luminosità a 1.4 GHz compresa tra 10^{21} e 10^{25} WHz^{-1} , e le *FR II* (comprendenti i quasar), più luminose ($L_{1.4 \text{ GHz}} > 10^{25} \text{ WHz}^{-1}$), che spesso mostrano regioni di maggiore emissione, situate al bordo della struttura radio o incorporate nella struttura stessa.

2.2 Getti

Molti quasar e radiogalassie contengono *getti* che collegano il nucleo centrale con le regioni più esterne, i lobi, e che si possono estendere per centinaia di kpc. I getti sono dei "canali" attraverso i quali l'energia viene trasferita con altissima efficienza. Se l'efficienza del trasporto non è massima allora il getto diventa visibile. I getti spesso

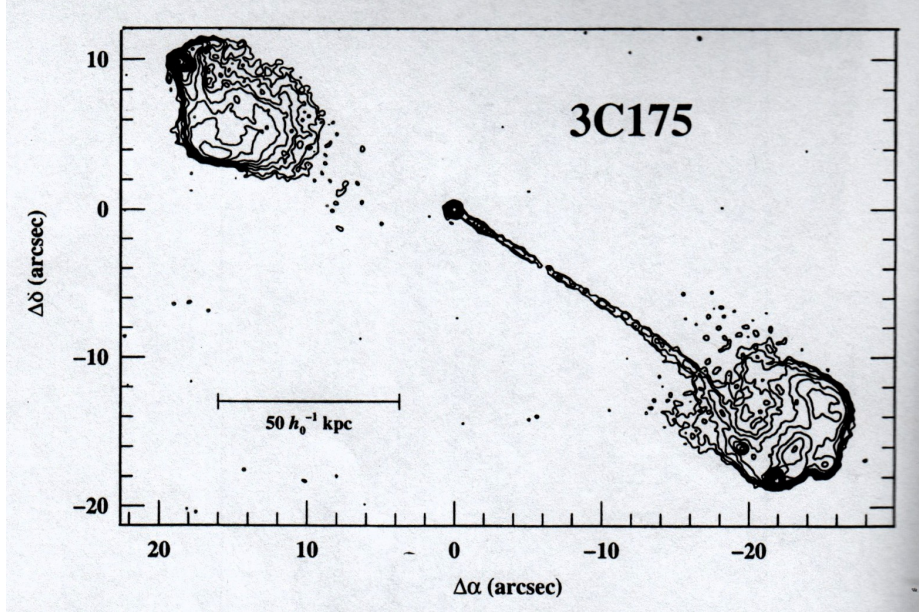


Figura 2.2: Quasar 3C175, esempio di una galassia Faranoff-Riley II nella quale il getto relativistico é ben visibile, cosí come i lobi radio e gli hot-spot.

terminano in *hot-spot*, punti luminosi dove il getto impatta con il mezzo intergalattico e spesso danno origine a emissione di sincrotrone (vedi fig. 2.2). Le osservazioni VLBI rivelano moti di allontanamento delle componenti dal nucleo (vedi Peterson 1997).

L'emissione radio dei getti alla lunghezze d'onda del centimetro mostrano polarizzazione elevata e regolare, che può arrivare al 40%. L'angolo di polarizzazione fornisce il campo magnetico che può essere sia parallelo che perpendicolare al getto.

2.3 Variabilità

Si consideri una sorgente la cui densità di flusso cambia in un tempo che é circa Δt_{var} . Il limite superiore alla dimensione lineare della sorgente é quindi $c\Delta t_{var}$, supponendo che il segnale che trasmette la variabilità viaggi alla velocità c , e, definendo D la distanza dall'osservatore, la dimensione angolare é $\theta \simeq c\Delta t_{var}D^{-1}$. Allora la temperatura di brillantezza é

$$T_{var} = \frac{F(\nu)D^2}{2k\nu^2\Delta t_{var}^2}, \quad (2.1)$$

dove $F(\nu)$ é la densità di flusso. Nel caso di molti oggetti variabili, la temperatura di brillantezza stimata é molto superiore alla temperatura critica di sincrotrone; questo problema suggerisce moti relativistici all'interno della sorgente. Per capire come questa

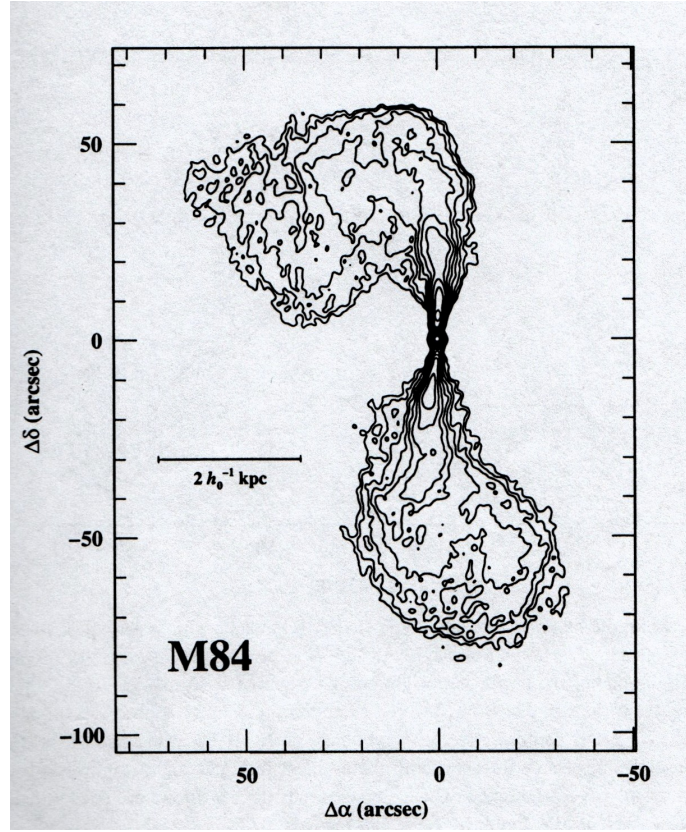


Figura 2.3: M84, esempio di una galassia Faranoff-Riley I.

supposizione possa risolvere il problema, bisogna notare che il tempo di variazione da considerare é quello nel sistema di riferimento fermo della sorgente, non quello in moto dell'osservatore. Detto questo, il tempo che dobbiamo considerare risulta

$$\Delta t'_{var} = d\Delta t_{var}, \quad (2.2)$$

con d fattore Doppler. La dimensione della sorgente quindi é data da

$$R \simeq c\Delta t'_{var} \simeq dc\Delta t_{var}, \quad (2.3)$$

mentre il suo flusso é

$$F(\nu) = I(\nu) \left(\frac{cd\Delta t_{var}}{D} \right)^2. \quad (2.4)$$

Inserendola nell'equazione (2.1) possiamo calcolare la temperatura di brillanza

$$T_{var} = d^3 T' \quad (2.5)$$

con

$$T' = \frac{I' c^2}{2k^2 \nu'^2}. \quad (2.6)$$

Un fattore Doppler circa 10 implica una T_B , nel sistema a riposo, inferiore al limite Inverse Compton di $T_{var} \gtrsim 10^{15} K$ (vedi Kembhavi & Narlikar 1999).

Ringraziamenti

É agosto e Bologna é semideserta, questo rende meravigliosa una città già incredibilmente bella. Se sono approdata in questa città é grazie ai miei genitori, Franco e Federica, che, dopo un anno di ingegneria finito male, mi hanno concesso una seconda chance e dopo mesi di avanti e indietro dalla provincia di Padova mi hanno permesso di trasferirmi qui. Il loro sostegno, sia morale che economico, é stato fondamentale e lo sarà negli anni a venire. Papá mi ha trasmesso la sua passione per le moto, spesso lo seguivo ai vari motoraduni. La mamma mi ha trasmesso l'amore per la musica, quante volte siamo andate a Milano a comprare CD... La mia coscienza politica in parte la devo a loro, nonostante non mi abbiano mai imposto una scelta.

Un'altra persona che voglio ringraziare é Elena, la mia sorellina, spesso vittima sacrificale delle mie sfuriate nei confronti del mondo e capro espiatorio delle mie ansie. Con lei ci si ritrova sempre a discutere di cose interessanti, spesso ci basta un'occhiata per capire cosa pensiamo e scoppiare in una risata.

Poi ci sono gli amici di sempre, quelli a cui mandi il messaggino per avvertirli che stai tornando in patria. In particolare voglio ringraziare Monica Pala, con la quale condivido tutte le mie esperienze da oltre dieci anni. Ricordo ancora il primo giorno delle medie, quando ci siamo conosciute, e le nostre scorribande in bicicletta. I miei amici Vanessa Petrulli e Lorenc Estrefi, ormai berlinesi. Loro li ho conosciuti quando ho deciso di collaborare con La Kloaca, la digitalizzazione dei documenti sulla Resistenza in Ossola é stata una delle avventure piú belle (nonostante i sabati passati al freddo al museo A.N.P.I.). Abbiamo fatto un grandissimo lavoro e dobbiamo esserne fieri.

Veniamo ora agli amici "Bolognesi". Per prima ringrazio Debora Bruno, la prima amicizia che ho stretto qui nonché compagna fissa di laboratorio e di studio. Lei é la vittima preferita delle mie battute, mi diverto tantissimo a prenderla in giro. In diverse occasioni si é rivelata una presenza fondamentale, in particolare quando mi prende l'ansia da esame. Devo ringraziare anche Sara Brizzi, in questi ultimi anni abbiamo legato molto, lei é la mia fan numero uno per quanto riguarda l'attività di rappresentanza. Ora tocca al "gruppo T.N.T.": i miei amici gattari Elisa Mazzeri e Luca De Nardis, Daniele Pesolillo e la mia bibliotecaria di fiducia Raffaella Stasi. Elisa e Luca li conosco da poco ma mi hanno già dato molto, con Elisa stiamo facendo la pazzia di fondare un'associazione culturale, "Le stelle di Guido" con lo scopo di

conquistare il mondo! Peso é il grezzone del gruppo, il gufaccio maledetto. Quando c'è lui nei paraggi devi prepararti ai commenti peggiori. Raffaella é ormai un'amica, il suo parere é sempre utile per portare avanti le mie battaglie pro-biblioteca ed é grazie al suo sfruttamento di noi poveri volontari indifesi che la baracca va avanti.

Un grazie lo devo anche ai miei coinquilini, passati e presenti: Leonardo Ronchini, Luca Fanteria e Matteo Cenni. Leo é Leo, la sua fantasia é unica, la sua calma quasi epica. Non credo che ci sia una persona altrettanto zen sulla faccia del pianeta. Luca é il musicista del gruppo, sentirlo suonare "Nuvole Bianche" o Chopin mi piace tantissimo. La mia passione per "Die Rolle Rache", "Vesti la giubba" e "Di quella pira" (cantata solo ed esclusivamente da Del Monaco, sia chiaro!) é colpa sua. Matteo non é ancora mio coinquilino ma lo sarà presto, ci conosciamo da quando vivo a Bologna. Insieme abbiamo bevuto molti caffè e scambiato molte chiacchiere. La sua torta alla Nutella mi é rimasta nel cuore, aspetto una replica!

L'ultimo ma importantissimo é Andrea Negri, mio consulente informatico personale e mio compagno da oltre un anno. Con lui posso parlare veramente di qualsiasi cosa, mi aiuta costantemente ad affrontare ogni difficoltà. Lui sa come farmi ridere ed é riuscito a rendermi una persona piú solare, da quando ho lui al mio fianco mi sento molto meglio. Qualche volta mi fa arrabbiare ma riesce sempre a farsi perdonare. Se sono legata tanto alla biblioteca é anche perché ci siamo conosciuti lí. La prima volta che dovevamo uscire mi ha dato buca, siamo usciti la sera seguente e abbiamo fatto una scarpinata lunghissima. Prima di quella sera non avevo mai indossato un abito da sera. Leo mi prende in giro perché un giorno gli dissi che non avrei mai fatto una cosa del genere, tanto meno per un uomo. Mai dire mai. Sono fortunata ad avere una persona come Andrea, non so come fa a sopportarmi!

Grazie di tutto!

Bibliografia

Jackson J. D., 1998, Classical electrodynamics 3rd ed., Jackson, J. D., ed. New York: Wiley

Kembhavi A. K., Narlikar J. V., 1999, Quasars and active galactic nuclei : an introduction

Peterson B. M., 1997, An Introduction to Active Galactic Nuclei

Rybicki G. B., Lightman A. P., 1979, Radiative processes in astrophysics